

## МЕТОДЫ ОТСЛЕЖИВАНИЯ ТРАЕКТОРИИ ПУЧКА ТЯЖЕЛЫХ ЗАРЯЖЕННЫХ ЧАСТИЦ В КОНДЕНСИРОВАННОЙ СРЕДЕ

А. Н. Алмалиев<sup>1</sup>, И. С. Баткин<sup>2</sup>, И. В. Копытин<sup>1</sup>, П. В. Лукин<sup>1</sup>

<sup>1</sup>Воронежский государственный университет

<sup>2</sup>Университет Оттавы, Канада

Поступила в редакцию 15.10.2012 г.

**Аннотация.** Теоретически обоснованы два возможных способа контроля движения пучка частиц в среде: детектирование звукового импульса, генерированного пучком, и ультразвуковое облучение области движения частиц с регистрацией эхо-сигнала. В обоих случаях траектория пучка рассчитывается путем анализа принятых акустических сигналов.

**Ключевые слова:** Термоакустика, детектирование тяжелых частиц, акустический эффект Доплера, пик Брэгга.

**Annotation.** Two possible ways of controlling the movement of particle beam in the medium is theoretically justified: detection of beam generated sound pulse and ultrasonic irradiation particles passage region and detecting the echo signal. The beam trajectory in both cases is calculated by analyzing the received signals.

**Key words:** Thermo acoustics, detection of heavy particles, acoustic Doppler effect, Bragg peak.

### ВВЕДЕНИЕ

Нерешенными до конца проблемами в протонной терапии являются коллимация пучка и контроль за энерговыделением в целевой области биосреды. В том случае, когда основная доза излучения (в несколько зиверт) должна быть получена объектом с размерами в несколько миллиметров, существующие способы не всегда позволяют получить требуемый результат. Известно, что при расчете движения тяжелой заряженной частицы в конденсированной среде на графике энергетических потерь на глубине, почти равной длине пробега частицы, возникает максимум, называемый пиком Брэгга. Именно на месте пика участок ткани получает от протона наиболее значительную часть энергии, которая нагревает и разрушает эту ткань.

В настоящей работе исследуются процессы генерации акустического импульса пучком движущихся в среде протонов и рассеяния ультразвука на неоднородностях среды, вызванных этим движением. Цели данного исследования — получение информации о характе-

ристиках звуковой волны, генерируемой в конденсированной среде пучком протонов и разработка способа идентификации положения протонного трека с помощью ультразвукового облучения среды. Для процесса генерации ультразвука пучком движущихся в воде протонов с энергией 200 МэВ разработана модель. В ней трек частиц разбивается на участки, которые рассматриваются как сферические излучатели звука. Принималось, что его начальная амплитуда пропорциональна величине энергетических потерь протонов на участке. Правомочность такого приближения была проверена путем сравнения результатов расчетов с недавно опубликованными экспериментальными данными [1]. Также рассмотрена возможность определения траектории пучка заряженных частиц путем сканирования акустическими волнами среды, в которой движутся частицы. В этом случае предполагается облучение этой среды ультразвуком и последующее детектирование отраженного сигнала. При этом в качестве отражателей выступает как сама среда вдоль трека, измененная теряемой пучком энергией, так и частицы, отражающие сигнал с доплеровским сдвигом по частоте. Последний

обусловлен компонентами вектора скорости частицы, сонаправленными звуковым сигналам излучателя и детектора.

## 1. ГЕНЕРАЦИЯ АКУСТИЧЕСКИХ ВОЛН ПРИ ДВИЖЕНИИ ТЯЖЕЛЫХ ЗАРЯЖЕННЫХ ЧАСТИЦ В КОНДЕНСИРОВАННОЙ СРЕДЕ

Двигаясь в конденсированной среде, заряженная частица, кроме электромагнитного излучения, испускает также акустические волны [2]. Механизмы генерации звука как одиночными частицами, так и их пучками в веществе разнообразны и связаны с типом частиц и их энергией. Так, например, тяжелая частица при прохождении в веществе производит ионизацию, в результате которой частица теряет энергию.

Впервые возникновение акустического излучения при прохождении ионизирующих частиц через вещество было обнаружено Г. А. Аскарьяном в 1957 году [3]. Он рассмотрел излучение ультра- и гиперзвука заряженными частицами в плотных средах вследствие локальных нагревов и рождения микрополостей у треков частиц, а также предложил идею использования данного явления для детектирования частиц. В 1963 году Р. Уайт [4] наблюдал генерацию звука пучком электронов в твердом теле. Многочисленные исследования возбуждения звука проникающим излучением были выполнены главным образом учеными СССР и США в 70—80-е годы.

В последнее время исследования акустического сигнала, генерируемого пучками протонов с энергией 200 МэВ, движущимся в воде, проводились В. И. Албулом на ускорителе ИТЭФ [1]. Им были экспериментально получены динамические характеристики акустической волны, их температурная зависимость [5]. Позже его сотрудниками было выполнено моделирование движения акустической волны способом, схожим с изложенным ниже [6]. Однако результат применения модели, предложенной в данной работе, более точно соответствует их экспериментальным данным.

При генерации звука преобладающим является терморadiационный механизм, когда часть потерянной в ходе торможения частиц энергии поглощается средой, повышая ее температуру вдоль их трека. В результате моле-

кулы среды расталкиваются, порождая акустические волны. Такой источник акустического поля принято называть термоакустической антенной. Интенсивность звука будет определяться скоростью потери энергии частицей в среде. Если заряженная частица тяжелая, то на глубине, почти равной длине пробега частицы, на графике энергетических потерь возникает максимум. Его называют пиком Брэгга. Принято при оценке характеристик источника звука выбирать сам пик Брэгга. В данной работе было учтено и излучение от участков, предшествовавших этому пику.

Как известно, длина звуковой волны, генерируемой двигающимися в среде частицами, пропорциональна ширине их пучка, а ее амплитуда — интенсивности энергетических потерь. Кроме того, формирование волны зависит от таких параметров среды, как скорость звука  $c$ , коэффициент объемного теплового расширения  $\beta$  и удельная теплоемкость  $C_p$ . Их комбинация составляет параметр Грюнайзена

$$\Gamma \equiv c^2 \beta / C_p. \quad (1)$$

Для расчета характеристик звукового поля необходимо решить волновое уравнение, имеющее для жидкой среды вид:

$$\frac{\partial^2 p}{\partial t^2} - c^2 \Delta p = \Gamma \frac{\partial Q}{\partial t}. \quad (2)$$

Здесь  $\Delta$  — оператор Лапласа,  $p$  — звуковое (избыточное) давление в данной точке среды в данный момент времени,  $Q$  — плотность мощности тепловых источников звука, определяемая энерговыделением проникающего излучения [2].

При расчете избыточного давления использовалась модель: акустические волны испускаются цепочкой сферических излучателей, которые равномерно располагаются вдоль трека частицы от места ее входа в среду и до точки полного торможения. Принималось также, что начальное давление  $p_{0k}$  у поверхности излучателя пропорционально потере энергии частицы при ее движении от предыдущего источника к последующему, а диаметр каждого излучателя равен ширине протонного пучка. В итоге давление  $k$ -го источника имеет вид:

$$p_k(R_k, \tau) = \frac{r_{0k} p_{0k}}{R_k + r_{0k}} [\theta(\eta_k) - \theta(\eta_k - M\lambda)] \times \sin\left(\frac{2\pi\eta_k}{\lambda}\right) \sin\frac{2\pi\eta_k}{M\lambda}. \quad (3)$$

Здесь  $\eta_k \equiv \tau - d_k - R_k$ , где  $\tau \equiv ct$  — текущий момент времени в единицах длины,  $r_{0k} = r_0$  — радиус излучателя,  $R_k$  — расстояние от поверхности  $k$ -го источника до точки наблюдения,  $\lambda$  — длина волны,  $M$  — величина импульса в единицах длины волны,  $\theta(x)$  — ступенчатая функция Хэвисайда [7].  $d_k$  — задержка возбуждения  $k$ -го источника (она в нашем случае практически равна нулю, так как скорость протона значительно больше скорости звука и можно считать, что все источники излучают одновременно). Искомое звуковое давление в среде есть результат интерференции волн, генерируемых всей цепью источников.

При моделировании использовались следующие значения параметров: 1000 излучателей на треке,  $\lambda = 2$  мм,  $M = 1$ , ширина пучка  $\lambda/2$ ,  $r_0 = \lambda/4$ , температура воды 300 К, начальная энергия протона 200 МэВ. Расчет энергетических потерь протона выполнялся путем численного решения уравнения Бете-Блоха, для заданных выше параметров его длина пробега составила примерно 25 см.

На рис. 1 представлены результаты моделирования пространственно-временного распределения звукового поля, которое в течение 200 мкс с момента входа пучка в воду фиксируется перемещающимся вдоль трека на заданном расстоянии от его центра идеальным сканирующим гидрофоном. На рис. 1, как и на последующих рисунках, ось  $x$  направлена вдоль

трека пучка, ось  $y$  перпендикулярна этому направлению на горизонтальной плоскости, проходящей через трек. Место входа частицы в воду находится в точке с координатами  $(0, 0)$ . Можно отметить качественное согласие результатов расчета с экспериментальными, полученными в ИТЭФ [1] (там детектировался акустический сигнал, генерируемый протонами с энергией 200 МэВ, движущимся в воде).

На рис. 1 видны три акустических волны, две из которых вносят существенный вклад в общий звуковой сигнал, регистрируемый на расстоянии от источника порядка длины пробега частицы в среде [1]. Вертикальный “хребет” слева образован горизонтальным “плато” на графике зависимости энергетических потерь протона от длины пройденного им пути. Этому “плато” соответствует равномерная потеря энергии частицей на участке трека перед пиком Брэгга. Моделирование данного процесса состоит в представлении термоакустической антенны в виде цепочки однородных излучателей, равномерно лежащих на треке частицы.

На рис. 2 представлены результаты расчетов акустического поля для такой модели. Давление отложено в относительных единицах в масштабе рис. 3, где за единицу принято давление в точке максимальной амплитуды акустической волны, регистрируемой через 100 мкс после входа протона в воду. Для сравнения оба рисунка представляют рассчитанное для

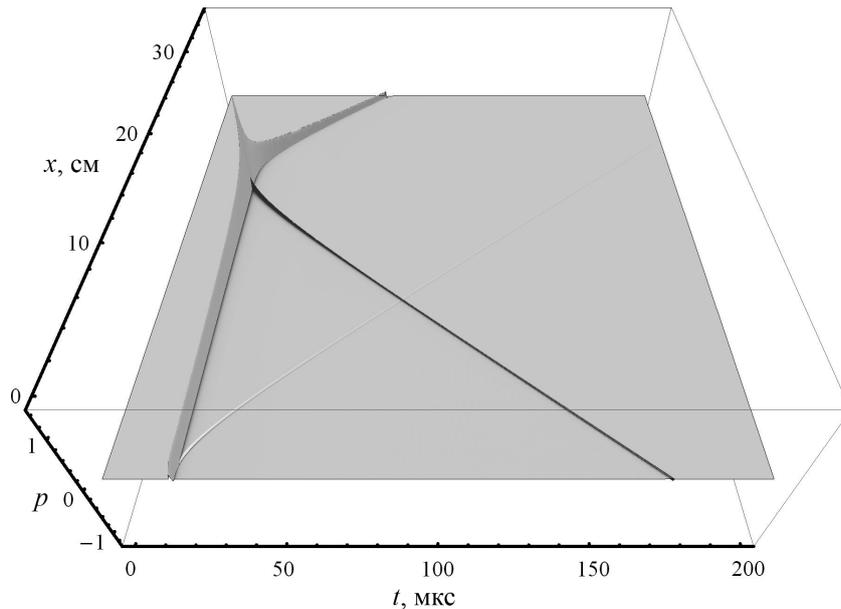


Рис. 1. Формирование акустического поля в ближней зоне термоакустической антенны на расстоянии  $y = 3$  см от центра пучка. Ось абсцисс — расчетное время наблюдения избыточного давления, отложенного на оси аппликат в относительных единицах

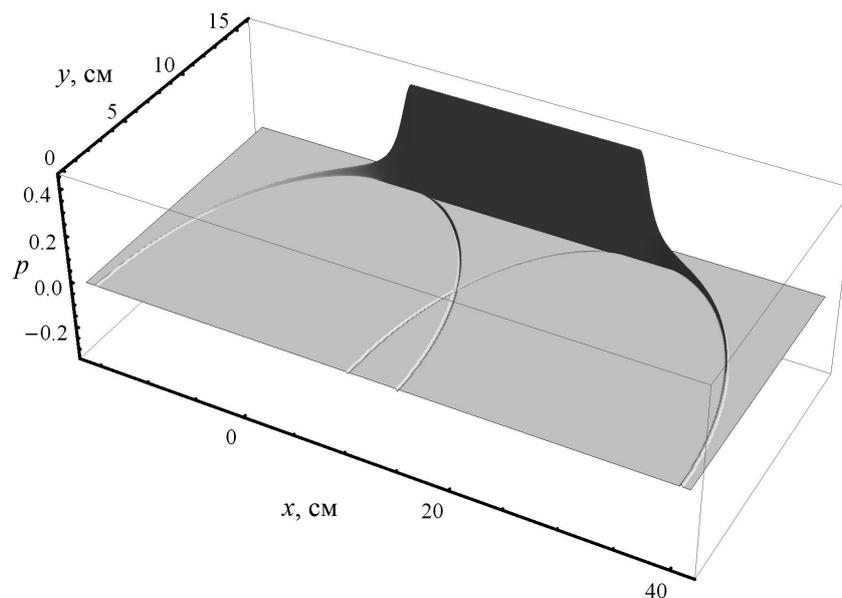


Рис. 2. Распределение акустического поля, сгенерированного в течение 100 мкс цепочкой идентичных излучателей, равномерно расположенных на треке частицы

различных моделей акустическое поле при прочих равных условиях. Его пространственное распределение показано в направлении положительной полуоси  $y$  (так как имеет место осевая симметрия, пространственное распределение поля в направлении отрицательной полуоси  $y$  получается зеркальным отражением). Как видно из рис. 2, имеет место цилиндрическая волна, генерируемая термоакустической антенной в поперечном направлении (резкое увеличение потерь энергии в конце пути протона не учитывается).

Сферическая волна, сформированная узкой областью в окрестности пика Брэгга, проявляется на рис. 1 в виде средней косой “впадины” и верхнего закругления вертикального “хребта”. Окрестность пика Брэгга вносит основной вклад в излучение акустической волны вперед по направлению движения частицы. Также из-за интерференции с цилиндрической волной термоакустической антенны возникает специфическая форма у волны, распространяющейся в направлении, перпендикулярном оси пучка.

Моделирование процесса излучения звука протоном, движущимся в воде, цепочкой излучателей, равномерно расположенных на треке частицы, с амплитудой давления от отдельного источника, полученной путем численного решения уравнения Бетэ—Блоха, позволяет получить пространственную картину акустического поля в горизонтальной плос-

кости, проходящей через трек частицы (рис. 3). Отметим небольшую сферическую волну разряжения, генерируемую при входе протона в воду, т.е. на конце термоакустической антенны, наиболее удаленном от пика Брэгга. На рис. 1 она тоже присутствует в виде левой нижней косой “впадины” малой глубины, которая за счет интерференции немного корректирует левый “хребет” напротив входа протона в воду.

Как следует из анализа полученных результатов, наиболее полная информация об интенсивности и угловом распределении генерируемого пучком протонов ультразвука может быть получена только при учете всех рассмотренных механизмов формирования звуковых волн и численной оценки их вклада для различных энергий и ширин протонного пучка.

## 2. ВЗАИМОДЕЙСТВИЕ АКУСТИЧЕСКОГО ИЗЛУЧЕНИЯ С ЧАСТИЦАМИ, ДВИЖУЩИМИСЯ В КОНДЕНСИРОВАННОЙ СРЕДЕ

Как показано выше, заряженные частицы, нагревая при торможении среду, на короткое время меняют ее плотность в окрестности траектории пучка, а, следовательно, в этой области будет меняться скорость звука. Вдоль трека пучка параметры среды становятся другими, и звук, встречая на своем пути границу раздела сред с различными характеристиками (как и объект с иной структурой и с размерами,

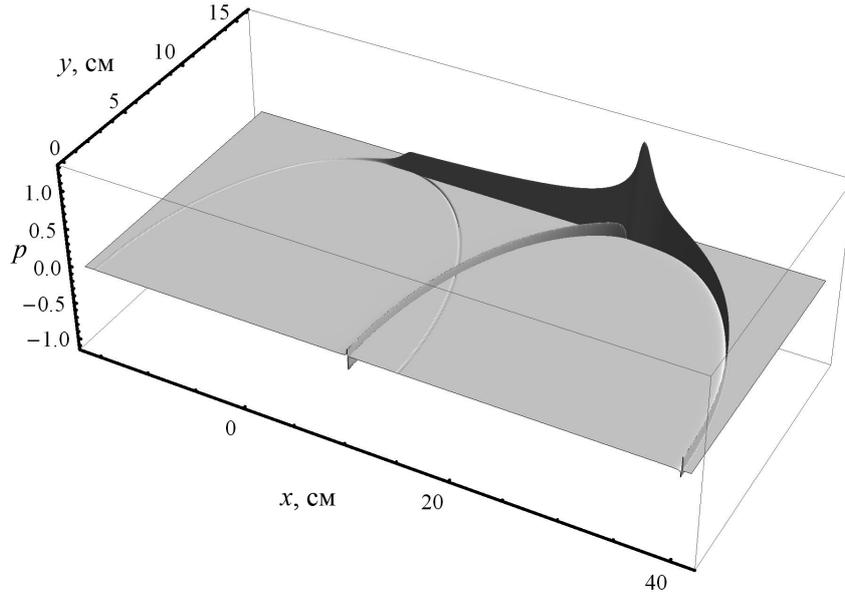


Рис. 3. Сформированное в течение 100 мкс акустическое поле от движущегося в воде протона с энергией 200 МэВ

превышающими длину падающей акустической волны), будет либо отражаться от этой границы, либо преломляться (аналогичные явления наблюдаются и для света).

При исследовании взаимодействия звука с границей раздела сред основной расчетной характеристикой является акустический импеданс [7]

$$Z = \rho_0 c = \sqrt{\rho_0 c_{\text{elas}}} . \quad (4)$$

Здесь  $\rho_0$  — плотность невозмущенной среды,  $c_{\text{elas}}$  — коэффициент упругости ее вещества. Зная импеданс, можно вычислить коэффициент отражения  $R$  (отношение амплитуд звуковых давлений падающей и отраженной волн):

$$R = \frac{(Z_2/\cos \theta_t) - (Z_1/\cos \theta_i)}{(Z_2/\cos \theta_t) + (Z_1/\cos \theta_i)} . \quad (5)$$

Здесь  $Z_1$  и  $Z_2$  — импедансы первой и второй сред на границе раздела,  $\theta_i$  — угол падения,  $\theta_t$  — угол преломления. Их взаимосвязь определяется законом Снелла:

$$\frac{\sin \theta_i}{\sin \theta_t} = \frac{c_1}{c_2} , \quad (6)$$

где  $c_1, c_2$  — скорости звука в первой и второй среде соответственно. Кроме того, при условии  $c_1 > c_2$  для акустических волн, как и для электромагнитных, существует критический угол “полного внутреннего отражения”, определяемый соотношением:

$$\theta_c = \arcsin(c_1/c_2) . \quad (7)$$

Сам пучок частиц также будет отражать звуковой сигнал. В этом случае имеет место отражение от движущегося объекта, и из-за эффекта Доплера детектор зафиксирует отраженную волну со сдвигом по частоте. Это позволяет, в принципе, на фоне сигнала несущей частоты выделить ультразвук, рассеянный пучком.

Измерение вектора скорости рассеивателя по доплеровскому сдвигу, подразумевает оценку величины сдвига фаз исходного сигнала и отраженного от движущейся мишени [7]. На рис. 4 представлена схема относительного расположения генератора и детектора ультразвука и движущейся со скоростью  $V$  одиночной частицы. Источник сигнала генерирует звук частоты  $f_r$  в направлении, составляющем угол  $\theta_r$  с треком частицы; приемник регистрирует отраженную под углом  $\theta_t$  от направления движения рассеивателя акустическую волну частоты  $f_t$ :

$$f_t = \frac{c - V \cos \theta_r}{c - V \cos \theta_t} f_r . \quad (8)$$

Учтем, что средняя скорость протона с энергией 200 МэВ на 5 порядков больше скорости звука в воде, и не будем рассматривать большие углы (близкие к  $90^\circ$ ). Тогда, разлагая знаменатель в (8) по малому параметру  $\frac{c}{V \cos \theta_t}$  и пренебрегая слагаемыми высокого порядка малости, получаем приближенное значение измененной частоты:

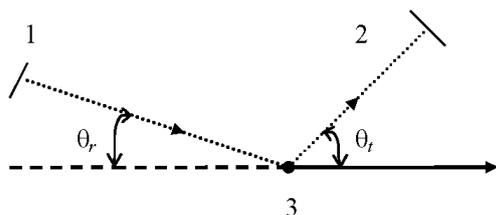


Рис. 4. Схема относительного расположения генератора и детектора ультразвука и движущейся мишени. Условные обозначения: 1 — излучатель, 2 — приемник, 3 — рассеивающая частица

$$f_t \approx f_r \frac{\cos \theta_r}{\cos \theta_t} \left( 1 - \frac{c}{V \cos \theta_r} \right) \left( 1 + \frac{c}{V \cos \theta_t} \right) \approx f_r \frac{\cos \theta_r}{\cos \theta_t} \left[ 1 - \frac{c}{V} \left( \frac{1}{\cos \theta_r} - \frac{1}{\cos \theta_t} \right) \right]. \quad (9)$$

Отбросив в (9) линейные по  $c/V$  слагаемые, получим упрощенное выражение:

$$f_t \approx f_r \frac{\cos \theta_r}{\cos \theta_t}. \quad (10)$$

Таким образом, зная частоты излученного и принятого сигналов, а также угол между направлениями их распространения, можно определить направление движения частицы относительно ориентации ультразвуковых датчиков.

В реалистичном случае сигнал будет рассеиваться на большом количестве частиц, движущихся в одном направлении, но с некоторым разбросом скоростей, и распределенных вдоль трека в узкой пространственной области. При этом вместо одной смещенной частоты монохроматической волны эхо-сигнал будет содержать целый спектр частот, к тому же уширенный из-за множества сопутствующих процессов. Но даже в этом случае спектр полученного сигнала должен иметь гауссову форму, и частоту, на которой расположен его пик, можно рассматривать в качестве величины  $f_t$  в (8—10).

### ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Проведено качественное описание процесса генерации ультразвука быстрыми тяжелыми заряженными частицами, движущимися в конденсированной среде. При моделировании процесса рассматривалось поведение одной частицы в такой среде, а при расчете ампли-

туды акустической волны предполагалось, что ее абсолютное значение линейно зависит от количества протонов в пучке. Конкретно рассматривался пучок протонов с начальной энергией 200 МэВ, движущихся в воде. Затуханием звука в воде пренебрегалось.

Модель позволила сформулировать метод индексации траектории пучка. Он предполагает регистрацию акустического сигнала, отраженного от предварительно облученной ультразвуком области движения частиц. Наиболее эффективным является сравнение соотношения сигнал/шум для сигнала, полученного при непрерывном звуковом облучении участка среды во время прохождения пучка протонов, и сигнала от облучаемого объекта, когда его облучение протонами отсутствует. В первом случае в спектре отраженного акустического сигнала будут наблюдаться дополнительные пики, обусловленные доплеровским сдвигом частот, по положению которых может быть рассчитана траектория движения пучка.

### ЛИТЕРАТУРА

1. *Albul V. I.* Acoustic field generated by a beam of protons stopping in a water medium / V. I. Albul, V. B. Bychkov, S. S. Vasil'ev et al. // *Acoustical Physics*. — 2005. — V. 51. — № 1. — P. 33—37.
2. *Лямшев Л. М.* Радиационная акустика / Л. М. Лямшев // *Успехи физических наук*. — 1992. — Т. 162. — № 4. — С. 43—94.
3. *Аскарьян Г. А.* Гидродинамическое излучение ионизирующих частиц в стабильных жидкостях / Г. А. Аскарьян // *Атомная энергия*. — 1957. — Т. 3. — № 8. — С. 152—153.
4. *White R. M.* Generation of Elastic Wave by Transient Surface Heating / R. M. White // *J. Appl. Phys.* — 1963. — V. 34. — № 12. — P. 3559—3567.
5. *Албул В. И.* Измерение температурной зависимости акустического сигнала, излучаемого в воде пучком протонов с энергией 200 МэВ / В. И. Албул, В. Б. Бычков, С. С. Васильев и др. // *Приборы и техника эксперимента*. — 2004. — № 4. — P. 94—99.
6. *Бычков В. Б.* Угловое распределение акустического излучения, создаваемого в воде пучком ускоренных протонов / В. Б. Бычков, В. С. Демидов, Е. В. Демидова и др. // *Акустический журнал*. — 2010. — V. 56. — № 4. — P. 479—482.
7. *Миллер Э.* Применение ультразвука в медицине: Физические основы / Э. Миллер, К. Хилл, Дж. Бэмбер и др. — М.: Мир, 1989.

*Методы отслеживания траектории пучка тяжелых заряженных частиц в конденсированной среде*

*Алмалиев А. Н., доцент кафедры теоретической физики, Воронежский государственный университет*

*Тел.: (473) 253-03-60*

*E-mail: almaliev@phys.vsu.ru*

*Баткин И. С., Университет Оттавы, Канада*

*Копытин И. В., проф., зав. кафедрой теоретической физики, Воронежский государственный университет*

*Тел.: (473) 275-43-81*

*E-mail: i-kopytin@yandex.ru*

*Лукин П. В., инженер кафедры теоретической физики, Воронежский государственный университет*

*Тел.: 8 (980) 546-28-39*

*E-mail: lukin\_pv@phys.vsu.ru*

*Almaliev A. N., Associate Professor, Department of Theoretical Physics, Voronezh State University*

*Tel.: (473) 253-03-60*

*E-mail: almaliev@phys.vsu.ru*

*Batkin I. S., Ottawa University, Canada.*

*Kopytin I. V., Professor, Head of Department of Theoretical Physics, Voronezh State University*

*Tel.: (473) 275-43-81*

*E-mail: i-kopytin@yandex.ru*

*Lukin P. V., Engineer, Department of Theoretical Physics, Voronezh State University*

*Tel.: 8 (980) 546-28-39*

*E-mail: lukin\_pv@phys.vsu.ru*